

Модифицированный закон Пашена для зажигания тлеющего разряда в инертных газах

© В.А. Лисовский, С.Д. Яковин

Харьковский государственный университет,
310077 Харьков, Украина

(Поступило в Редакцию 22 июня 1999 г.)

Экспериментально и теоретически исследован пробой инертных газов в однородном постоянном электрическом поле при различных расстояниях между электродами L и радиусах разрядных трубок R . Показано, что при любых геометрических размерах разрядной камеры и материалах катода в минимуме кривых зажигания отношение напряженности пробойного электрического поля к давлению газа сохраняется постоянным. Получен модифицированный закон Пашена, согласно которому пробойное напряжение является функцией не только произведения давления газа на величину расстояния L , но и функцией отношения L/R .

Введение

Тлеющий разряд постоянного тока широко используется для получения тонких полимерных и оксидных пленок, очистки поверхностей материалов, накачки газоразрядных лазеров, в плазменных дисплейных панелях, стабилизаторах напряжения и т.д. Поэтому исследование условий зажигания тлеющего разряда представляет значительный интерес. Как известно [1–7], кривые зажигания тлеющего разряда описываются законом Пашена $U_{dc} = f(pL)$, т.е. пробойное напряжение U_{dc} является функцией произведения давления газа p и расстояния между электродами L . Это означает, что кривые зажигания $U_{dc}(p)$, полученные для различных расстояний L , должны наложиться друг на друга, если их построить как функцию $U_{dc}(pL)$. Однако в ряде работ экспериментально было получено, что при одинаковых значениях произведения pL пробойное напряжение в случае большого разрядного промежутка с плоскими электродами заметно выше, чем в случае короткого промежутка [4,8–17].

В настоящей работе экспериментально и теоретически исследован пробой инертных газов в постоянном электрическом поле в разрядных камерах с различными расстояниями между электродами L и внутренними радиусами R .

Теоретическая часть

Уравнение пробоя газа в однородном постоянном электрическом поле, полученное в [18], учитывает как ионизацию молекул газа электронным ударом и дрейф электронов и ионов вдоль поля, так и диффузионный уход электронов по радиусу разрядной трубки. Однако авторы [18] не выполнили ни анализа полученного уравнения пробоя, ни сравнения с экспериментальными результатами. Поэтому уравнение (12) в [18] после

несложных преобразований запишем в виде

$$\alpha = \frac{D_2}{V_e} \left(\frac{2.4}{R} \right)^2 + \alpha \gamma \left\{ \exp \left[L \left(\alpha - \frac{D_e}{V_e} \left(\frac{2.4}{R} \right)^2 \right) \right] - 1 \right\}, \quad (1)$$

где α и γ — первый и второй коэффициенты Таунсенда, D_e — коэффициент поперечной диффузии электронов, V_e — дрейфовая скорость электронов.

Для инертных газов (аргон, ксенон и т.д.) [19–22] в широком диапазоне значений E_{dc}/p (вблизи и справа от минимумов кривых зажигания) можно записать следующие выражения для V_e , D_e и α :

$$V_e = \mu_e E_{dc} = \mu_{e0} \frac{U_{dc}}{pL}, \quad (2)$$

$$pD_e \approx \text{const} = D_{e0}, \quad (3)$$

$$\alpha = A_0 p \exp \left(- \frac{B_0 pL}{U_{dc}} \right), \quad (4)$$

где μ_{e0} — подвижность электронов при $p = 1$ Torr, A_0 и B_0 — константы [3].

Подставим (2)–(4) в (1) и умножим левую и правую части (1) на L , тогда получим следующее уравнение пробоя:

$$A_0(pL) \exp \left(- \frac{B_0(pL)}{U_{dc}} \right) = \frac{D_{e0}}{\mu_{e0}} \frac{(2.4)^2}{U_{dc}} \left(\frac{L}{R} \right)^2 + \gamma A_0(pL) \exp \left(- \frac{B_0(pL)}{U_{dc}} \right) \left\{ \exp \left[A_0(pL) \times \exp \left(- \frac{B_0(pL)}{U_{dc}} \right) - \frac{D_{e0}}{\mu_{e0}} \frac{(2.4)^2}{U_{dc}} \left(\frac{L}{R} \right)^2 \right] - 1 \right\}. \quad (5)$$

Так как обычно $\gamma \ll 1$, то уравнение (5) можно упростить

$$A_0(pL) \exp\left(-\frac{B_0(pL)}{U_{dc}}\right) \left\{ \gamma \exp\left[A_0(pL) \times \exp\left(-\frac{B_0(pL)}{U_{dc}}\right) - \frac{D_{e0}}{\mu_{e0}} \frac{(2.4)^2}{U_{dc}} \left(\frac{L}{R}\right)^2\right] - 1 \right\} + \frac{D_{e0}}{\mu_{e0}} \frac{(2.4)^2}{U_{dc}} \left(\frac{L}{R}\right)^2 = 0. \quad (6)$$

Из (5), (6) видно, что пробойное напряжение U_{dc} является функцией не только произведения pL , но также и отношения L/R . Продифференцируем (5) по pL и приравняем величину производной $dU_{dc}/d(pL)$ к нулю. Тогда для минимума кривой зажигания получим два решения, одно из которых не имеет физического смысла, а второе дает следующие соотношения:

$$\left(\frac{U_{dc}}{pL}\right)_{\min} = \left(\frac{E_{dc}}{p}\right)_{\min} = B_0, \quad (7)$$

$$\frac{A_0}{e}(pL)_{\min} = \frac{D_{e0}}{\mu_{e0}} \frac{(2.4)^2}{B_0(pL)_{\min}} \left(\frac{L}{R}\right)^2 + \frac{\gamma A_0}{e}(pL)_{\min} \times \left\{ \exp\left[\frac{A_0}{e}(pL)_{\min} - \frac{D_{e0}}{\mu_{e0}} \frac{(2.4)^2}{B_0(pL)_{\min}} \left(\frac{L}{R}\right)^2\right] - 1 \right\}, \quad (8)$$

$$\frac{A_0}{eB_0} U_{\min} = \frac{D_{e0}}{\mu_{e0}} \frac{(2.4)^2}{U_{\min}} \left(\frac{L}{R}\right)^2 + \frac{\gamma A_0}{e} \frac{U_{\min}}{B_0} \times \left\{ \exp\left[\frac{A_0}{eB_0} U_{\min} - \frac{D_{e0}}{\mu_{e0}} \frac{(2.4)^2}{U_{\min}} \left(\frac{L}{R}\right)^2\right] - 1 \right\}, \quad (9)$$

где e — основание натуральных логарифмов, $U_{\min} = (U_{dc})_{\min}$.

При $L/R \rightarrow 0$ выражения (8) и (9) принимают вид [3]

$$(pL)_{\min} = \frac{e}{A_0} \ln\left(\frac{1+\gamma}{\gamma}\right), \quad (10)$$

$$U_{\min} = \frac{eB_0}{A_0} \ln\left(\frac{1+\gamma}{\gamma}\right). \quad (11)$$

Из выражения (7) следует, что в разрядных камерах при изменении значений L , R и γ кривые зажигания смещаются таким образом, что $(E_{dc}/p)_{\min}$ всегда остается постоянной величиной, при этом ионизационная способность электрона максимальна. Из (8) и (9) видно, что координаты минимума $(pL)_{\min}$ и U_{\min} являются функциями отношения L/R , а не отдельно L и R .

Экспериментальные результаты

Для проверки полученных теоретических результатов были получены кривые зажигания тлеющего разряда в аргоне в диапазоне постоянных напряжений

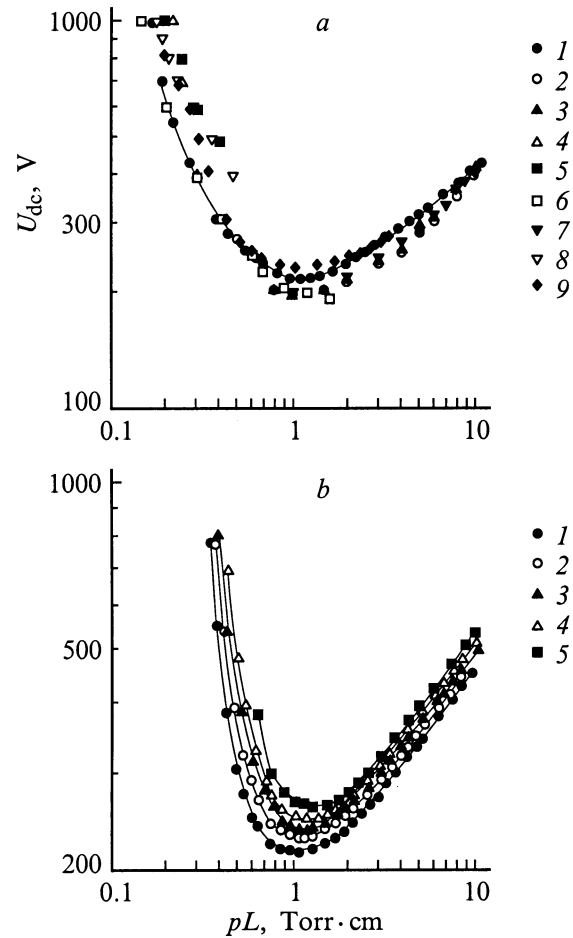


Рис. 1. *a* — экспериментальные кривые зажигания тлеющего разряда в аргоне: 1 — наши измерения, 2 и 3 — эксперимент [5] (катод из платины и никеля соответственно), 4 — [23] (стальной катод), 5 — [24] (катод из никеля), 6 — [25] (стальной катод), 7 — [26] (катод из платины), 8 — [27] (катод из нержавеющей стали), 9 — [13] (катод из меди); *b* — кривые зажигания тлеющего разряда в аргоне ($R = 3.15$ см) при изменении расстояний между электродами L , см: 1 — 0.5, 2 — 1, 3 — 2, 4 — 4, 5 — 6.

$U_{dc} \leq 1000$ В и давлений $p \approx 10^{-2}$ –10 Торг. Использовались разрядные трубки с внутренними диаметрами 9, 14, 27, 63 и 100 мм. Плоские параллельные электроды были изготовлены из нержавеющей стали и занимали все поперечное сечение разрядной трубки.

На рис. 1, *a* показана одна из наших кривых зажигания ($L = 11$ мм, $R = 50$ мм), а также кривые, экспериментальные, полученные в аргоне в работах [5,13,23–27]. Видно удовлетворительное согласие наших данных с результатами других авторов. На рис. 1, *b* представлены измеренные нами кривые зажигания при различных расстояниях между электродами L . Из него следует, что при увеличении L кривые зажигания смещаются не только в область более высоких пробойных напряжений U_{dc} (как это было получено в [8–17]), но и одновременно в область более высоких значений pL . Подобный вывод

можно сделать и из экспериментальных результатов, представленных на рис. 3 в работе [13] для неона. В [13] получены кривые зажигания вблизи и слева от минимума и отмечено, что увеличение L приводит к повышению U_{dc} ; однако из результатов работы [13] видно, что с ростом L кривые зажигания смещаются также в область более высоких значений pL (чему в [13] совершенно не было уделено внимания). Следовательно, наблюдаемое нами отклонение от закона Пашена хорошо подтверждается измерениями других авторов. По-видимому, такое смещение кривых зажигания в область более высоких U_{dc} и pL при увеличении расстояния между электродами L связано с возрастанием потерь заряженных частиц на боковых (радиальных) стенках разрядной трубки из-за диффузии поперек электрического поля.

На рис. 2 и 3 показаны зависимости U_{min} и $(E_{dc}/p)_{min}$ от величины $(pL)_{min}$ и отношения L/R , полученные из наших экспериментальных кривых зажигания. Из рис. 2

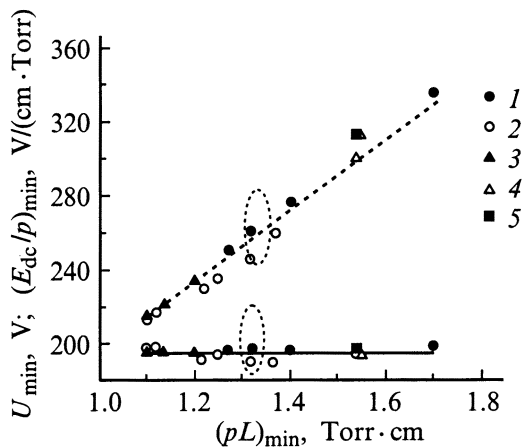


Рис. 2. Зависимости U_{min} и $(E_{dc}/p)_{min}$ от $(pL)_{min}$. R , см: 1 — 0,7, 2 — 3,15, 3 — 5, 4 — 0,45, 5 — 1,35; сплошная кривая — $(E_{dc}/p)_{min} = 194 \text{ V}/(\text{cm} \cdot \text{Torr})$, штриховая — $U_{min} = 194(pL)_{min}$.

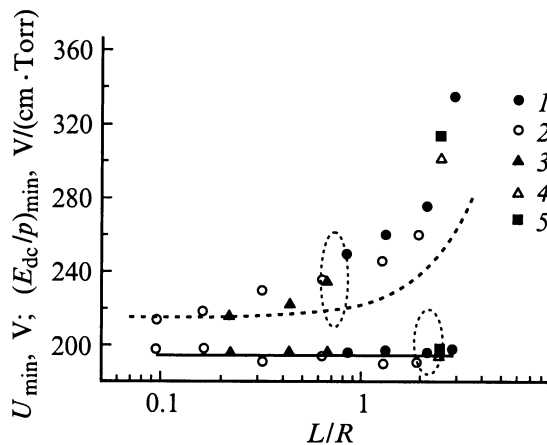


Рис. 3. Зависимости U_{min} и $(E_{dc}/p)_{min}$ от L/R . Значения R — те же, что и на рис. 2. Сплошная кривая — $(E_{dc}/p)_{min} = 194 \text{ V}/(\text{cm} \cdot \text{Torr})$, штриховая — расчет по (9).

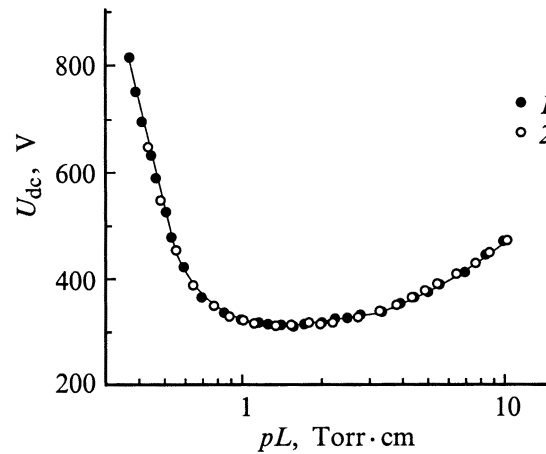


Рис. 4. Кривые зажигания при $L/R = 2.4$. $L = 1.1$ (1), 3,3 см (2); $R = 0.45$ (1), 1,35 см (2).

видно, что для измеренных координат минимумов кривых зажигания имеем $U_{min} \propto (pL)_{min}$, а из рис. 2 и 3 следует, что $(E_{dc}/p)_{min} \approx \text{const} = 194 \pm 5 \text{ V}/(\text{cm} \cdot \text{Torr})$ (эта величина $(E_{dc}/p)_{min}$ удовлетворительно согласуется со значением $B_0 = 180 \text{ V}/(\text{cm} \cdot \text{Torr})$ [3]). На рис. 2 показана также прямая линия $U_{min} = 194(pL)_{min}$, которая хорошо описывает экспериментальные точки. Поэтому предсказанное выражением (7) поведение координат минимума кривых зажигания тлеющего разряда подтверждается нашими экспериментальными результатами. Следовательно, как бы мы ни изменяли расстояние между электродами L и радиус трубки R , в минимуме кривой зажигания в инертном газе отношение $(E_{dc}/p)_{min}$ всегда остается постоянной величиной. Это же правило выполняется, если изменять величину коэффициента ион-электронной эмиссии γ материала катода (что отмечено в [4,5] и следует из результатов [28,29]).

Из рис. 3 видно также, что значения U_{min} , полученные из экспериментальных кривых зажигания для различных значений L и R , удовлетворительно укладываются на одну монотонно возрастающую кривую. На этом же рисунке показана теоретическая кривая $U_{min}(L/R)$, рассчитанная из уравнения (9), которая разумно согласуется с нашими экспериментальными результатами (при этом мы использовали значения α , V_e и D_e из работ [3,4,19–22]). Поэтому параметр L/R , как и pL , также является важным при описании кривых зажигания тлеющего разряда. На рис. 4 показаны две кривые зажигания в разрядных камерах с различными радиусами, при этом расстояние между электродами выбиралось таким, чтобы отношение расстояния между электродами и радиуса трубки было постоянной величиной $L/R = 2.4$. Видно, что кривые зажигания в этом случае практически накладываются друг на друга. Следовательно, закон Пашена можно записать в следующем модифицированном виде:

$$U_{dc} = f\left(pL, \frac{L}{R}\right). \quad (12)$$

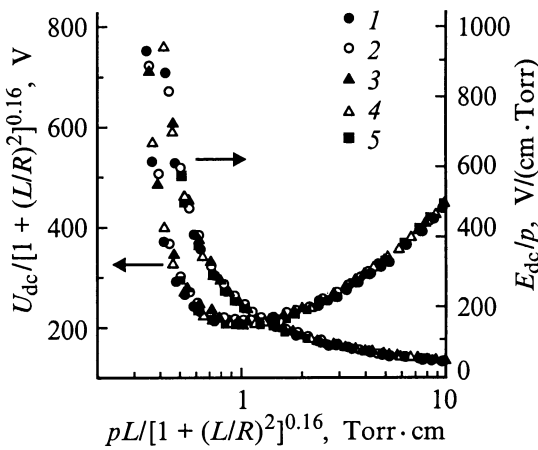


Рис. 5. Зависимости U_{dc}^* и E_{dc}/p от $(pL)^*$ в разрядной трубке с $R = 3.15$ см. L , см: 1 — 0.5, 2 — 1, 3 — 2, 4 — 4, 5 — 6.

Модифицированный закон (12) сформулируем таким образом. Возьмем две разрядные трубки с L_1, R_1 и L_2, R_2 соответственно, измерим в них кривые зажигания и построим их как функции $U_{dc1,2} = f(pL_{1,2})$. Тогда эти две кривые зажигания совпадут только в том случае, если $L_1/R_1 = L_2/R_2$. Иначе говоря, обычный закон Пашена $U_{dc} = f(pL)$ справедлив только для тех разрядных трубок, у которых L/R равны. Разряды, у которых размеры электродов и расстояния между ними геометрически подобны, а давления газа обратно пропорциональны расстояниям между электродами, имеют одно и то же напряжение зажигания. В общем же случае при произвольных L и R обычный закон Пашена не выполняется.

Отметим, что при соответствующем выборе координатных осей можно добиться того, что все измеренные нами кривые зажигания практически совпадут. Например, если по оси абсцисс отложить

$$pL^* = pL / \left(1 + \left(\frac{L}{R} \right)^2 \right)^a, \quad (13)$$

а по оси ординат

$$U_{dc}^* = U_{dc} / \left(1 + \left(\frac{L}{R} \right)^2 \right)^a, \quad (14)$$

где для аргона $a \approx 0.16$, то приведенные на рис. 1, б кривые зажигания накладываются друг на друга с точностью ± 5 В (рис. 5). Очевидно, что при $L/R \rightarrow 0$ мы имеем обычную кривую Пашена $U_{dc} = f(pL)$. Из (13) и (14) видно, что $U_{dc}^*/(pL)^* = U_{dc}/(pL) = E_{dc}/p$, т.е. зависимости $E_{dc}/p = f((pL)^*)$ для различных кривых зажигания также должны совпадать (что мы и видим на рис. 5). С помощью соотношений (13), (14) и приведенных на рис. 5 значений пробойных напряжений мы можем с хорошей точностью предсказать кривую зажигания в разрядной камере при произвольных величинах расстояния L и радиуса R . Из рис. 5 следует, что закон

Пашена можно записать еще в одном модифицированном виде $U_{dc}^* = f((pL)^*)$.

Сделаем одно замечание по поводу методики измерения кривых зажигания. Кривую зажигания тлеющего разряда, как правило, измеряют двумя методами: 1) фиксируют расстояние L и затем с изменением давления газа измеряют пробойные напряжения; 2) устанавливают фиксированное значение давления газа и измеряют пробойные напряжения при различных расстояниях L . Однако из полученных в настоящей работе результатов следует, что второй метод измерения кривой зажигания (при фиксированном давлении и переменном L) является некорректным. Полученная таким образом "кривая зажигания" будет представлять собой некоторую кривую, которая при небольших L близка к кривой Пашена, но по мере увеличения L смещается в область более высоких пробойных напряжений. Каждую полученную этим способом экспериментальную точку нужно будет пересчитывать с помощью соотношений (13) и (14), чтобы получить какую-либо полезную информацию о зажигании разряда.

Выводы

Таким образом, в настоящей работе экспериментально и теоретически исследовано зажигание тлеющего разряда в инертных газах при различных межэлектродных зазорах и радиусах разрядных трубок. Показано, что в минимуме кривых зажигания при произвольных значениях расстояния между электродами, радиуса разрядной камеры и коэффициента ион-электронной эмиссии отношение $(E_{dc}/p)_{\min}$ сохраняется постоянным. Получен модифицированный закон Пашена $U_{dc} = f(pL, L/R)$, т.е. пробойное напряжение U_{dc} является как функцией произведения давления газа и величины зазора, так и функцией отношения L/R . Экспериментально показано, что обычный закон Пашена $U_{dc} = f(pL)$ справедлив только для тех разрядных трубок, у которых размеры электродов и расстояния между ними геометрически подобны. В общем случае закон Пашена не выполняется.

Список литературы

- [1] *Paschen F.* // Annalen der Physik und Chemie. Wiedemanns Annalen. 1889. Vol. 37. Ser. 3. N 1. P. 69–96.
- [2] *Townsend J.S.* Electricity in Gases. Oxford: Clarendon Press, 1915.
- [3] *Энгель А.* Ионизованные газы. М.: Физматгиз, 1959.
- [4] *Мик Дж., Крэгс Дж.* Электрический пробой в газах. М.: ИЛ, 1960.
- [5] *Браун С.* Элементарные процессы в плазме газового разряда. М.: Атомиздат, 1961.
- [6] *Lisovskiy V.A., Yegorenkov V.D.* // J. Phys. D. 1994. Vol. 27. N 11. P. 2340–2348.
- [7] *Sato M.* // Bull. Yamagata Univ. 1999. Vol. 25. N 2. P. 119–125.

- [8] *Townsend J.S., McCallum S.P.* // *Phill. Mag.* 1928. Vol. 6. P. 857.
- [9] *Fricke H.* // *Zs. f. Phys.* 1933. Vol. 86. P. 464–478.
- [10] *McCallum S.P., Klatzow L.* // *Phil. Mag.* 1934. Vol. 17. P. 279–291.
- [11] *Buttner H.* // *Zs. f. Phys.* 1939. Vol. 111. P. 750.
- [12] *Heymann F.G.* // *Proc. Phys. Soc.* 1950. Vol. 63. P. 25.
- [13] *Miller H.C.* // *Physica*. 1964. Vol. 30. N 11. P. 2059–2067.
- [14] *Jacques L., Bruynooghe W.* // *Prog. 15th Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases*. 1981, Minsk. P. 609–610.
- [15] *Jacques L., Bruynooghe W., Boucique R., Wieme W.* // *J. Phys. D*. 1986, Vol. 19. N 9. P. 1731–1739.
- [16] *Yumoto M., Sakai T., Edinuma Y. et al.* // *Proc. 8th Intern. Symp. On High Voltage Engineering*. Yokohama, 1993. P. 409–412.
- [17] *Auday G., Guillot P., Galy J., Brunet H.* // *J. Appl. Phys.* 1998. Vol. 83. N 11. P. 5917–5921.
- [18] *Kolobov V.I., Fiala A.* // *Phys. Rev. E*. 1994. Vol. 50. N 4. P. 3018–3032.
- [19] *Kucukarpaci H.N., Lucas J.* // *L. Phys. D*. 1981. Vol. 14. N 11. P. 2001–2014.
- [20] *Puech V., Torchin L.* // *J. Phys. D*. 1986. Vol. 19. N 12. P. 2309–2323.
- [21] *Suzuki M., Taniguchi T., Tagashira H.* // *J. Phys. D*. 1990. Vol. 23. N 7. P. 842–850.
- [22] *Lisovskiy V.A., Yegorenkov V.D.* // *J. Phys. D*. 1998. Vol. 31. N 23. P. 3349–3357.
- [23] *Гусева Л.Г.* // *ЖТФ*. 1970. Т. 40. Вып. 10. С. 2253–2256.
- [24] *Дикиджи А.Н., Клярфельд Б.Н.* // *ЖТФ*. 1955. Т. 25. Вып. 6. С. 1038–1044.
- [25] *Schonhuber M.J.* // *IEEE Trans. on Power Apparatus and Systems*. 1969. Vol. 88. N 2. P. 100–107.
- [26] *Ehrenkranz F.* // *Phys. Rev.* 1939. Vol. 55. P. 219–227.
- [27] *Pace J.D., Parker A.B.* // *J. Phys. D*. 1973. Vol. 6. N 12. P. 1525–1536.
- [28] *Jacobs H., LaRocque A.P.* // *J. Appl. Phys.* 1947. Vol. 18. N 2. P. 199–203.
- [29] *Jacobs H., LaRocque A.P.* // *Phys. Rev.* 1948. Vol. 74. N 2. P. 163–165.